

被饱和到光腔镜面损失所规定的值 $-\frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2)$, 从而在流动入口的镜面上, 辐射场达到了很高的峰值。这一现象显然不符合实际观察到的实验结果。1974 年 G. Lee 亦指出了 Cool 这一假定的不合理性, 同时他提出了另一稳定振荡条件:

$$\frac{1}{S} \int_0^S \left(g - \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) x = 0,$$

这里 S 是沿流动方向镜子的长度。他并没有证明这一条件的正确性, 只是认为这一条件比 Cool 条件的优点似乎考虑了衍射效应。他在辐射场均匀分布的假定下, 利用这一稳定振荡条件, 计算了输出功率。本文导出了一般的稳定振荡条件, 并指出在 $g(x)$ 变化不太剧烈的情况下, Lee 的条件可近似适用, 但不能在所有情形都假定辐射场均匀分布。

最近, 对采用不稳定腔的高速流动激光器, 把辐射场方程与增益动力学方程联立起来求数值解的工作发表不少, 这些计算可以算出辐射场的三维分布, 并可计算激波、镜子畸变与光偏差等对辐射场分布功率的影响。但对于平行平面镜的情形, 用这些数值迭代法一般得不到稳定收敛的解。正如本文指出的对这种谐振腔一般是多模振荡。

本文就是研究充有高速流动介质的平行平面镜腔的模式结构与功率。我们首先由辐射场方程与边界条件导出一般的稳定振荡条件并由它求出功率表达式。用几何光学近似求出横模表达式, 并对 Gerry 的典型实验进行了计算, 计算结果与 Gerry 的实验结果基本相符。

高速流动型激光器超音速喷管的计算

中国科学院力学研究所 盛家宁

本文分两部分, 目的为高速流动型激光器提供喷管设计的依据。

第一部分以喉道处直音速线为初始条件, 用特征线法对二维超音速锐角喷管进行了计算, 分析了节点法和区域法中特征网格稀密度和计算精度的关系, 得到了比热比为 1.35、1.37、1.40, 出口马赫数为 4.00、4.20、4.40、4.50、4.60、4.80、5.00、5.50 和 6.00 等各种组合时喷管型线 27 组, 作为对照, 也对风洞中常用的“ATKLN”喷管设计法作了相应计算, 列出了全部喷管型线。

第二部分以喉道处跨音速流场的弯曲等特性线为起始条件, 用特征线法对各种不同膨胀速率的超音速喷管型线进行了计算, 得到了喉道处为锐角膨胀和弧型膨胀的两类快速膨胀喷管型线, 将所得结果和第一部分有关型线作了比较, 分析了它们对高速流动型激光器的适用程度, 给出了比热比为 1.40, 出口马赫数为 4.00、4.50、5.00、5.50 及 6.00, 喉道曲率半径为一倍喉高的超音速段型线, 该型线是喉道呈弧型膨胀时壁面不出现逆压梯度的最快膨胀形式。

本文所给数据, 可作喷管设计参考。

本文计算程序, 可推广应用于任意跨音速流场之解。

气动激光器的非平衡流计算

中国科学院力学研究所 严海星 陈丽吟

本文对 $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-H}_2\text{O}$ 激光体系提出了三振型四(振动)温度的振动弛豫模型, 并给出了正确的弛豫方程组。此方程组同样适用于存在辐射场的情况。对 Anderson 采用的弛豫模型和弛豫方程组作了评述, 认为他

们采用的线性化弛豫方程组及 $\text{CO}_2(\nu_3)$ 振型与 $\text{N}_2(\nu=1)$ 振型平衡的假定对于小信号增益计算均会导致较大的误差。

我们对气动激光器的准一维非平衡流计算中有关的一系列问题作了详细分析。用自己收集、处理的(包括最新实验结果的)弛豫速率数据,采用非定常技术(时间相关法),编制了计算程序,在国产的 TQ-16 电子计算机上进行了大量的数值计算,特别是对有实用价值的燃烧型气动激光器的各种条件做了详细分析,得到了一系列结果,可供设计和改进气动激光器时使用。我们的计算结果消除了别的作者的理论计算与实验不能很好相符的现象。

对于燃烧型气动激光器,滞止温度有一最佳值,在 1400~1600 K 范围内,加大喷管的膨胀面积比可有效地提高器件的小信号增益和最大可用激光能量。适当地减小喉道高度对性能也有所改进。研究了各区段喷管型线对器件性能的影响,最小长度喷管比圆喉道喷管的小信号增益高不到 8%,滞止温度高于 1500 K 时差别更小;面积比大于 5 以上的亚音速段喷管型线对冻结效果几乎没有影响;光腔段进一步膨胀可使增益略微提高。研究了气体组份、滞止压力对燃烧型气动激光器性能的影响,器件最佳水含量在 1% 左右。与 Anderson 的论证不同,我们的结果表明,在高滞止温度,大面积比的所谓第二代气动激光器中,水的最佳含量仍在 1% 左右,器件性能随水含量的增加而迅速变坏。

初步讨论了弛豫模型、方程和弛豫数据对非平衡流计算的影响,表明无论弛豫模型和方程还是弛豫数据都对计算结果影响颇大,Anderson 的计算中这两种误差有一定的抵消,但这种抵消不可能总是十分充分,因而出现了理论结果大大低于实验的不合理现象。

流动气体放电的热稳定性

中国科学院上海光机所 王裕民

在大体积气体介质中如何实现稳定的辉光放电是获得高能激光器的关键技术。因此大体积放电稳定性的研究是一很重要的课题。我们将放电稳定性分为两种类型。一种是与等离子体中带电粒子产生消失有关的过程,如负离子引发的不稳定性等;另一种牵涉中性粒子密度等变化,这个过程是较慢的,我们称之为热不稳定性。我们着重研究了热不稳定性,与文献(J. H. Jacob, S. A. Mani; *Appl. phys. Lett.*, **26**(2), 53, 1975.)不同,我们直接给出密度随时间空间的变化特性,以便更好地了解这种热不稳定性是如何引发的。

由于电子密度、气体密度、压力等的不均匀性都会引发放电的不稳定,考虑到不均匀造成的空间电场后,电子密度在电场方向的不均匀性很容易导致负离子型的放电不稳定。而热的不稳定性主要是由于在垂直电场方向上各种量的不均匀性引起。我们计算了在这一方向上电子密度、气体密度等量的动态起伏和静态不均匀性如何使气体密度下降出现正反馈。由于热效应,介质中总有一处的密度发生指数降低;密度的变化是以介质流动速度 u_0 及 $u_0 \pm a_0$ (a_0 声速)传播的;发生变化的区域并不局限在“扰动元”之内,而是遍及整个放电区。对亚声速放电,总有一些区出现密度持续下降。我们把发生密度下降的时间叫 τ_ρ , 则对亚声速放电 $\tau_\rho \rightarrow \infty$, 对超声速放电 $\tau_\rho \approx \frac{L a_0}{u_0^2}$ (L 是放电区温流向的长度)。由此得到热稳定的连续放电的条件为是放电成弧的特征时间。

$$\tau_\rho < \tau_{\text{arc}} = \xi \frac{r P_0}{\eta_r (\gamma - 1) \mathbf{J} \mathbf{E} (1 + M)}, \quad \text{或} \quad \frac{L}{u_0} < \xi \frac{\gamma P_0}{\eta_r (\gamma - 1) \mathbf{J} \mathbf{E}}$$

r 是比热比, P_0 为气压, \mathbf{J} 、 \mathbf{E} 分别为放电电流密度、电场强度, ξ 是与介质成分、 E/N 、 n_e 有关的参量, η_r 为热效率。由此可见对低热效率的介质和低气压,用超高速办法可以容易实现连续稳定的放电。但由于热效应放电区总不能无限扩大,为了在更大尺寸上实现高能激光连续运转,应该采用湍流放电,因湍流放电中密度扰动特征尺寸不是 L , 而是 l (湍流特征尺寸) $l \ll L$ 。